



Optimisation de l'analyse en champs de transformation non uniformes pour le comportement du combustible MOX en service.

Rodrigue Largenton, Jean-Claude Michel, Pierre Suquet

► To cite this version:

Rodrigue Largenton, Jean-Claude Michel, Pierre Suquet. Optimisation de l'analyse en champs de transformation non uniformes pour le comportement du combustible MOX en service.. 11ème Colloque National en Calcul des Structures (CSMA 2013), May 2013, Giens, France. pp.CD-ROM (8 Pages). hal-01057082

HAL Id: hal-01057082

<https://hal.science/hal-01057082>

Submitted on 21 Aug 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

NTFA - Optimisation de l'analyse en champs de transformation non uniformes pour le comportement du combustible MOX en service

R. LARGENTON¹, J-C. MICHEL², P. SUQUET²

¹ MMC, EDF R&D Site des Renardières, France, rodrigue.largenton@edf.fr

² LMA, CNRS Marseille, France, {michel,suquet}@lma.cnrs-mrs.fr

Résumé — Le combustible nucléaire MOX ADU, irradié dans les réacteurs à eau pressurisée, est un composite particulaire triphasé. La modélisation de son comportement, visco-élastique linéaire vieillissant avec déformation libre, passe donc par la construction de lois macroscopiques faisant intervenir les effets microstructuraux. Pour homogénéiser ce comportement, la méthode par champs de transformation non uniformes NTFA ([2]) avait été choisie, avec extension au 3D et prise en compte des déformations libres dans [1]. Les prédictions de ce modèle NTFA par rapport à des calculs de référence (Finite Element Method) étaient excellentes. Le modèle était également performant en temps de calcul (modèle à relativement faible nombre de variables internes). Néanmoins, du fait de la linéarité de notre comportement visco-élastique local, nous avons cherché à réduire le nombre de variables internes de ce modèle pour le rendre encore plus performant en temps d'exécution et intégrable dans un code de calcul de structure industriel. Ces travaux sont exposés dans ce document.

Mots clés — combustible, nucléaire, MOX ADU, composite, particulaire, tri-phasé, visco-élasticité, linéaire, déformation libre, vieillissant, NTFA

Introduction

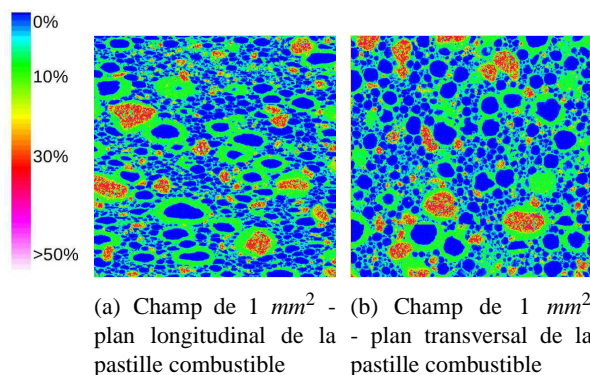


Fig. 1 — MOX ADU - Electron Probe Micro-Analysis - Pourcentage de teneur massique en plutonium

Le combustible nucléaire MOX (Mixed OXide) ADU, irradié dans les REP (réacteurs à eau pressurisée), est un composite particulaire triphasé, composé de (Fig. 1) :

1. une phase inclusionnaire (amas plutonifères) à forte concentration en plutonium (25 à 30 % de teneur massique moyenne) qui subit un fort gonflement lors de l'irradiation (en rouge sur la figure),
2. une autre phase inclusionnaire (amas uranifères) à faible teneur en plutonium (inférieure à 1 % de teneur massique moyenne) dont le gonflement est faible sous irradiation (en bleu sur la figure),
3. et une phase d'enrobage (matrice) à teneur modérée en plutonium (environ 6 à 8 % de teneur massique moyenne) dont le gonflement d'irradiation est modéré (en vert sur la figure).

1 Problème local

En fonctionnement normal, la déformation locale en un point \underline{x} du volume élémentaire représentatif (VER) du MOX ADU, en fonction du temps t , peut être décomposée de la façon suivante :

$$\underline{\underline{\epsilon}}(\underline{x}, t) = \underline{\underline{\epsilon}}^e(\underline{x}, t) + \underline{\underline{\epsilon}}^{vp}(\underline{x}, t) + \underline{\underline{\epsilon}}^{gs}(\underline{x}, t) , \quad (1)$$

avec :

- $\underline{\underline{\epsilon}}^e$ la déformation élastique,
- $\underline{\underline{\epsilon}}^{vp}$ la déformation visqueuse traduisant le fluage induit par l'irradiation. Cette déformation est purement déviatorique. Son module de cisaillement visqueux est fonction du temps et le comportement est vieillissant.
- $\underline{\underline{\epsilon}}^{gs}$ la déformation libre traduisant le mécanisme de gonflement solide sous irradiation. Cette déformation est isotrope, linéaire en fonction du temps, et uniforme par phase.

Le problème mécanique local à résoudre, à un instant t , est le suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \underline{\text{div}} \underline{\underline{\sigma}}(\underline{x}, t) = 0 \text{ , } \underline{\underline{\sigma}}(\underline{x}, t) = \underline{\underline{L}}(\underline{x}) : \left(\underline{\underline{\epsilon}}(\underline{x}, t) - \underline{\underline{\epsilon}}^{gs}(\underline{x}, t) - \underline{\underline{\epsilon}}^{vp}(\underline{x}, t) \right) \text{ ,} \\ \underline{\underline{\epsilon}}^{gs}(\underline{x}, t) = \sum_{r=1}^N \chi^r(\underline{x}) \underline{\underline{\epsilon}}_r^{gs}(t) \underline{\underline{i}} \text{ , } \underline{\underline{\epsilon}}^{vp}(\underline{x}, t) = \sum_{r=1}^N \chi^r(\underline{x}) \frac{\partial \psi_r}{\partial \underline{\underline{\sigma}}}(\underline{\underline{\sigma}}_{eq}(\underline{x}, t)) \text{ , } \psi_r(\underline{\underline{\sigma}}_{eq}) = \frac{1}{6G_{vp}^r(t)} \underline{\underline{\sigma}}_{eq}^2 \text{ ,} \\ \underline{\underline{u}}(\underline{x}, t) = \underline{\underline{\bar{\epsilon}}}(t) \cdot \underline{x} + \underline{\underline{u}}(\underline{x}, t) \text{ , } \underline{\underline{u}}(\underline{x}, t) \text{ \# et } \underline{\underline{\sigma}}(\underline{x}, t) \cdot \underline{n}(\underline{x}) \text{ -\# ,} \end{array} \right. \quad (2)$$

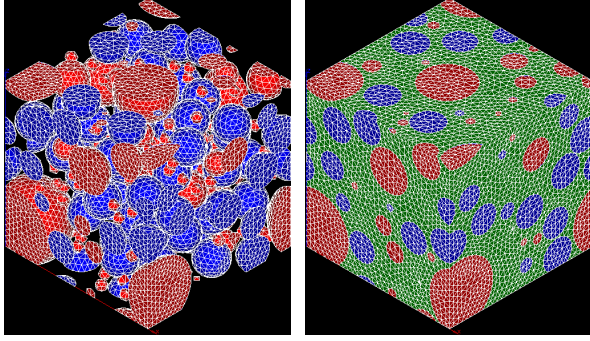
avec :

- $\chi^r(\underline{x})$ la fonction caractéristique associée à la phase r , $\underline{\underline{i}}$ le tenseur identité d'ordre 2, $\underline{\underline{\epsilon}}_r^{gs}(t)$ la déformation libre scalaire de gonflement solide uniforme associée à la phase r et N le nombre de phases ;
- $G_{vp}^r(t)$ le module de cisaillement visqueux associé à la phase r ;
- $\#$ et $-\#$ désignent des champs périodiques et anti-périodiques respectivement.

Pour homogénéiser ce problème local, la méthode par champs de transformation non uniformes NTFA ([2]) avait été choisie, avec extension au 3D dans [1] (extension également effectuée dans [3] mais dans un contexte différent). La prise en compte des déformations libres, axe d'étude jamais abordé jusqu'à présent dans la méthode NTFA, avait également été développée dans [1]. Les prédictions de ce modèle NTFA par rapport à des calculs de référence FEM (Finite Element Method) étaient excellentes, aussi bien du point de vue du comportement effectif que du point de vue du premier et du second moment des contraintes dans les phases. Le modèle était également performant en temps de calcul : modèle à relativement faible nombre de variables internes, nombre de variables internes = 54. Néanmoins, du fait de la linéarité de notre comportement visco-élastique local, nous avons cherché à réduire le nombre de variables internes de ce modèle pour le rendre encore plus performant en temps d'exécution.

Dans le paragraphe 3 nous présentons la mise en oeuvre de ce nouveau modèle, dit modèle NTFA avec «modes globaux». Le paragraphe 4 nous expose les prédictions effectives et locales de ce modèle par rapport au modèle NTFA avec «modes par phase», développé dans [1], et par rapport à des calculs de référence FEM.

2 Représentation numérique



(a) Amas Pu (rouge) et U (bleu) (b) Matrice en vert

Fig. 2 – Maillage MOX 3D - Tétraèdres à 10 noeuds

Les modèles NTFA se nourrissant de modes issus de calculs réalisés sur des microstructures numérisées, nous avons, tout d'abord en amont, développé des outils permettant de représenter géométriquement et numériquement le combustible MOX en 3D (Fig. 2) à partir des images expérimentales 2D (Fig. 1). Ces travaux sont détaillés dans [4].

Le VER retenu, pour élaborer notre modèle NTFA avec «modes globaux», est présenté sur la figure 2. La fraction volumique des amas plutonifères (amas Pu) est de 15% et le diamètre des inclusions est compris dans l'intervalle $[10\mu\text{m}, 70\mu\text{m}]$, tandis que la fraction volumique des amas uranifères (amas U) est de 25% et le diamètre des inclusions est égale à $30\mu\text{m}$.

3 Mise en oeuvre du modèle NTFA avec «modes globaux»

Dans [1], nous identifions les modes par phase. Ce choix effectué dans [2] était nécessaire surtout pour les comportements non linéaires. Dans le cadre de notre étude, la visco-élasticité est linéaire. Par conséquent, pour réduire le nombre de variables internes, nous identifions ici les modes sur tout le VER. En appliquant cette démarche, nous formulons les équations du modèle NTFA avec «modes globaux» comme décrites dans le paragraphe suivant. Les équations du modèle NTFA avec «modes par phase», formulées dans [1], peuvent s'en déduire comme un cas particulier de celles-ci.

3.1 Champs de transformation non uniformes

La déformation locale visqueuse est décomposée sous la forme :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}^{vp}(\underline{x}, t) = \sum_{k=1}^M \underline{\underline{\mu}}^k(\underline{x}) \underline{\underline{\varepsilon}}_k^{vp}(t) , \quad (3)$$

avec :

- $(\underline{\underline{\mu}}^k(\underline{x}))_{k=1, \dots, M}$ un ensemble de champs tensoriels non uniformes déviatoriques. Le choix des modes est réalisé sous différents chargements élémentaires (paragraphe. 3.2).
- $\underline{\underline{\varepsilon}}_k^{vp}(t)$ la déformation visqueuse associée au mode k .

Avec l'approximation (3), nous avons vu dans [1] que le champ de déformation locale, au sein du VER du combustible MOX, est donné à l'instant t par la relation suivante :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}(\underline{x}, t) = \underline{\underline{A}}(\underline{x}) : \underline{\underline{\varepsilon}}(t) + \sum_{l=1}^M (\underline{\underline{D}} * \underline{\underline{\mu}}^l)(\underline{x}) \underline{\underline{\varepsilon}}_l^{vp}(t) + \sum_{r=1}^N (\underline{\underline{D}} * \underline{\underline{\chi}}^r \underline{\underline{i}})(\underline{x}) \underline{\underline{\varepsilon}}_r^{gs}(t) , \quad (4)$$

où $\underline{\underline{A}}(\underline{x})$ est le tenseur élastique de localisation de la déformation élastique, $*$ le produit de convolution et $\underline{\underline{D}}(\underline{x}, \underline{x}')$ l'opérateur non local qui donne, à déformation moyenne nulle, la déformation au point \underline{x} créée par une prédéformation au point \underline{x}' . $\underline{\underline{D}}(\underline{x}, \underline{x}')$ est défini par $\underline{\underline{D}}(\underline{x}, \underline{x}') = \underline{\underline{\Gamma}}(\underline{x}, \underline{x}') : \underline{\underline{L}}(\underline{x}')$, avec $\underline{\underline{\Gamma}}(\underline{x}, \underline{x}')$ l'opérateur de Green élastique non local du milieu élastique hétérogène.

En injectant les relations 3, 4 et l'expression de la déformation de gonflement solide $\underline{\underline{\epsilon}}^{gs}(\underline{x}, t)$ du problème 2 dans l'expression de la contrainte locale du problème 2, il vient :

$$\begin{cases} \underline{\underline{\sigma}}(\underline{x}, t) = \underline{\underline{L}}(\underline{x}) : \underline{\underline{A}}(\underline{x}) : \underline{\underline{\epsilon}}(t) + \sum_{l=1}^M \underline{\underline{L}}(\underline{x}) : \left((\underline{\underline{D}} * \underline{\underline{\mu}}^l)(\underline{x}) - \underline{\underline{\mu}}^l(\underline{x}) \right) \underline{\underline{\epsilon}}_l^{vp}(t) + \\ \sum_{r=1}^N \underline{\underline{L}}(\underline{x}) : \left((\underline{\underline{D}} * \underline{\underline{\chi}}^r \underline{\underline{i}})(\underline{x}) - \underline{\underline{\chi}}^r(\underline{x}) \underline{\underline{i}} \right) \underline{\underline{\epsilon}}_r^{gs}(t) . \end{cases} \quad (5)$$

On définit alors la contrainte réduite associée au mode k par $\tau_k(t) = \left\langle \underline{\underline{\mu}}^k(\underline{x}) : \underline{\underline{\sigma}}(\underline{x}, t) \right\rangle$. En utilisant l'équation 5, on obtient la relation suivante pour $\tau_k(t)$:

$$\begin{cases} \tau_k(t) = \left\langle \underline{\underline{\mu}}^k : \underline{\underline{L}} : \underline{\underline{A}} \right\rangle : \underline{\underline{\epsilon}}(t) + \sum_{l=1}^M \left(\left\langle \underline{\underline{\mu}}^k : \underline{\underline{L}} : (\underline{\underline{D}} * \underline{\underline{\mu}}^l) \right\rangle - \left\langle \underline{\underline{\mu}}^k : \underline{\underline{L}} : \underline{\underline{\mu}}^l \right\rangle \right) \underline{\underline{\epsilon}}_l^{vp}(t) + \\ \sum_{r=1}^N \left(\left\langle \underline{\underline{\mu}}^k : \underline{\underline{L}} : (\underline{\underline{D}} * \underline{\underline{\chi}}^r \underline{\underline{i}}) \right\rangle - \left\langle \underline{\underline{\mu}}^k : \underline{\underline{L}} : \underline{\underline{\chi}}^r \underline{\underline{i}} \right\rangle \right) \underline{\underline{\epsilon}}_r^{gs}(t) . \end{cases} \quad (6)$$

On pose ici $\underline{\underline{a}}^k = \left\langle \underline{\underline{\mu}}^k : \underline{\underline{L}} : \underline{\underline{A}} \right\rangle$, $\underline{\underline{D}}_{kl} = \left\langle \underline{\underline{\mu}}^k : \underline{\underline{L}} : (\underline{\underline{D}} * \underline{\underline{\mu}}^l) \right\rangle$, $\underline{\underline{L}}_{kl} = \left\langle \underline{\underline{\mu}}^k : \underline{\underline{L}} : \underline{\underline{\mu}}^l \right\rangle$, $\underline{\underline{H}}_{kr} = \left\langle \underline{\underline{\mu}}^k : \underline{\underline{L}} : (\underline{\underline{D}} * \underline{\underline{\chi}}^r \underline{\underline{i}}) \right\rangle$ et $\underline{\underline{J}}_{kr} = \left\langle \underline{\underline{\mu}}^k : \underline{\underline{L}} : \underline{\underline{\chi}}^r \underline{\underline{i}} \right\rangle$. Avec ces notations on a donc :

$$\tau_k(t) = \underline{\underline{a}}^k : \underline{\underline{\epsilon}}(t) + \sum_{l=1}^M (\underline{\underline{D}}_{kl} - \underline{\underline{L}}_{kl}) \underline{\underline{\epsilon}}_l^{vp}(t) + \sum_{r=1}^N (\underline{\underline{H}}_{kr} - \underline{\underline{J}}_{kr}) \underline{\underline{\epsilon}}_r^{gs}(t) . \quad (7)$$

Dans le cadre de notre étude (paragraphe 1), la vitesse de déformation visqueuse peut s'écrire :

$$\underline{\underline{\dot{\epsilon}}}^{vp}(\underline{x}, t) = \frac{1}{2G_{vp}(\underline{x}, t)} \underline{\underline{\sigma}}^d(\underline{x}, t) . \quad (8)$$

La contrainte réduite, associée au mode k , peut alors être définie par :

$$\tau_k(t) = \left\langle \underline{\underline{\mu}}^k(\underline{x}) : \underline{\underline{\sigma}}(\underline{x}, t) \right\rangle = \left\langle \underline{\underline{\mu}}^k(\underline{x}) : 2G_{vp}(\underline{x}, t) \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}^{vp}(\underline{x}, t) \right\rangle = \sum_{l=1}^M \left\langle 2G_{vp}(\underline{x}, t) \underline{\underline{\mu}}^k(\underline{x}) : \underline{\underline{\mu}}^l(\underline{x}) \right\rangle \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}_l^{vp}(t) . \quad (9)$$

On pose $V_{kl} = \left\langle 2G_{vp} \underline{\underline{\mu}}^k : \underline{\underline{\mu}}^l \right\rangle$ et on a donc :

$$\tau_k(t) = \sum_{l=1}^M V_{kl}(t) \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}_l^{vp}(t) \text{ et en inversant on a : } \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}_l^{vp}(t) = \sum_{m=1}^M (V)_{lm}^{-1}(t) \tau_m(t) . \quad (10)$$

En différentiant la relation (7) on obtient :

$$\dot{\tau}_k(t) = \underline{\underline{a}}^k : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}(t) + \sum_{l=1}^M (\underline{\underline{D}}_{kl} - \underline{\underline{L}}_{kl}) \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}_l^{vp}(t) + \sum_{r=1}^N (\underline{\underline{H}}_{kr} - \underline{\underline{J}}_{kr}) \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}_r^{gs}(t) . \quad (11)$$

En injectant (10) dans l'équation (11), on obtient le système différentiel d'ordre 1 suivant :

$$\dot{\tau}_k(t) = \underline{\underline{a}}^k : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}(t) + \left(\sum_{l=1}^M (\underline{\underline{D}}_{kl} - \underline{\underline{L}}_{kl}) \left(\sum_{m=1}^M (V)_{lm}^{-1}(t) \tau_m(t) \right) \right) + \sum_{r=1}^N (\underline{\underline{H}}_{kr} - \underline{\underline{J}}_{kr}) \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}_r^{gs}(t) . \quad (12)$$

Nous obtenons donc un **système différentiel d'ordre 1, couplé en τ_k** , que nous résolvons le long d'un trajet de chargement imposé. Les solutions de ce système permettent alors d'en déduire les variables internes $\underline{\underline{\epsilon}}_k^{vp}$

à chaque pas de temps. La contrainte macroscopique est dès lors obtenue en moyennant la relation 5, ce qui donne :

$$\bar{\underline{\underline{\Sigma}}} = \bar{\underline{\underline{\tilde{L}}}} : \bar{\underline{\underline{\varepsilon}}} + \sum_{k=1}^M \left(\left\langle \underline{\underline{L}} : \underline{\underline{D}} * \underline{\underline{\mu}}^k \right\rangle - \left\langle \underline{\underline{L}} : \underline{\underline{\mu}}^k \right\rangle \right) \varepsilon_k^{vp} + \sum_{r=1}^N \left(\left\langle \underline{\underline{L}} : \underline{\underline{D}} * \underline{\underline{\chi}}^r \right\rangle - \left\langle \underline{\underline{L}} : \underline{\underline{\chi}}^r \right\rangle \right) \varepsilon_r^{gs} , \quad (13)$$

avec $\bar{\underline{\underline{\tilde{L}}}} = \left\langle \underline{\underline{L}} : \underline{\underline{A}} \right\rangle$. A ce stade, nous avons supposé que les modes $\left(\underline{\underline{\mu}}^k \right)_{k=1,\dots,M}$ ainsi que les tenseurs d'influence $\left(\underline{\underline{D}} * \underline{\underline{\mu}}^k \right)_{k=1,\dots,M}$ et $\left(\underline{\underline{D}} * \underline{\underline{\chi}}^r \right)_{r=1,\dots,N}$ étaient identifiés. Dans le paragraphe suivant, nous exposons la démarche employée pour les identifier et les calculer.

3.2 Identification des modes - Calcul des tenseurs d'influence

Pour réduire le nombre de variables internes, nous identifions les modes du modèle NTFA avec «modes globaux», non plus par phase comme dans [1], mais sur l'ensemble du VER. La procédure du choix et des calculs des modes, mise en place dans [5] et exposée dans [1], s'applique également à notre cas d'étude. Les tenseurs d'influence sont calculés de façon identique à la méthode exposée dans [1]. Nous renvoyons donc le lecteur à [1] pour de plus amples informations. Nous présentons, ici, uniquement les paramètres matériaux utilisés pour réaliser cette identification et ces calculs (Tab. 1).

VER Triphasé	E (GPa)	v (-)	G_{vp}^r (GPa.s)	$\dot{\varepsilon}_r^{gs}$ (s ⁻¹)
Amas Pu	200	0.3	21.43	2.10E-03
Matrice	200	0.3	52.94	7.00E-05
Amas U	200	0.3	158.83	2.84E-05

Tableau 1 – Propriétés des amas plutonifères, amas uranifères et de la matrice

L'identification des modes sur tout le VER permet d'obtenir un modèle NTFA avec «modes globaux» composé de 18 variables internes contre 54 pour le modèle NTFA avec «modes par phase». Etant plus rapide en temps CPU d'exécution, il reste à vérifier que le modèle NTFA avec «modes globaux» soit au moins aussi prédictif que le modèle NTFA avec «modes par phase». C'est donc l'objectif du paragraphe suivant.

4 Résultats

4.1 Essais non vieillissants

Trois essais ont été réalisés :

1. un essai d'écrouissage (essai 1) en traction-torsion de 10 secondes (s) : direction de contrainte $\underline{\underline{\Sigma}}^0 = \underline{\underline{e}}_1 \otimes \underline{\underline{e}}_1 + \underline{\underline{e}}_1 \otimes_s \underline{\underline{e}}_2 + \underline{\underline{e}}_1 \otimes_s \underline{\underline{e}}_3$ et vitesse de déformation $\dot{\underline{\underline{\varepsilon}}} : \underline{\underline{\Sigma}}^0 = 10^{-2} s^{-1}$;
2. un essai de fluage (essai 2) de 10 s sous contrainte uniaxiale : une montée linéaire de 0 à 0.01 s pour atteindre $\bar{\sigma}_{33} = 100 MPa$ tandis que les autres composantes sont nulles ;
3. un essai tournant (essai 3) de 20 s (5 cycles) à déformation imposée :
 $\bar{\underline{\underline{\varepsilon}}}(t) = \varepsilon_0 \sin(\omega t) [\underline{\underline{e}}_1 \otimes \underline{\underline{e}}_1 - \frac{1}{2} \underline{\underline{e}}_2 \otimes \underline{\underline{e}}_2 - \frac{1}{2} \underline{\underline{e}}_3 \otimes \underline{\underline{e}}_3] + \varepsilon_0 (1 - \cos(\omega t)) [\underline{\underline{e}}_1 \otimes_s \underline{\underline{e}}_2 + \underline{\underline{e}}_1 \otimes_s \underline{\underline{e}}_3]$ avec $\varepsilon_0 = 0.1$,
 $\omega = \frac{\pi}{2}$.

Pour ces trois essais, les prédictions (comportement effectif, moyen par phase et champs locaux) du modèle NTFA avec «modes globaux», par rapport au modèle NTFA avec «modes par phase» et par rapport aux calculs de référence (FEM), sont exposées ci-dessous. Les paramètres matériaux utilisés pour réaliser ces essais sont ceux présentés dans le tableau 1.

4.1.1 Comportement effectif

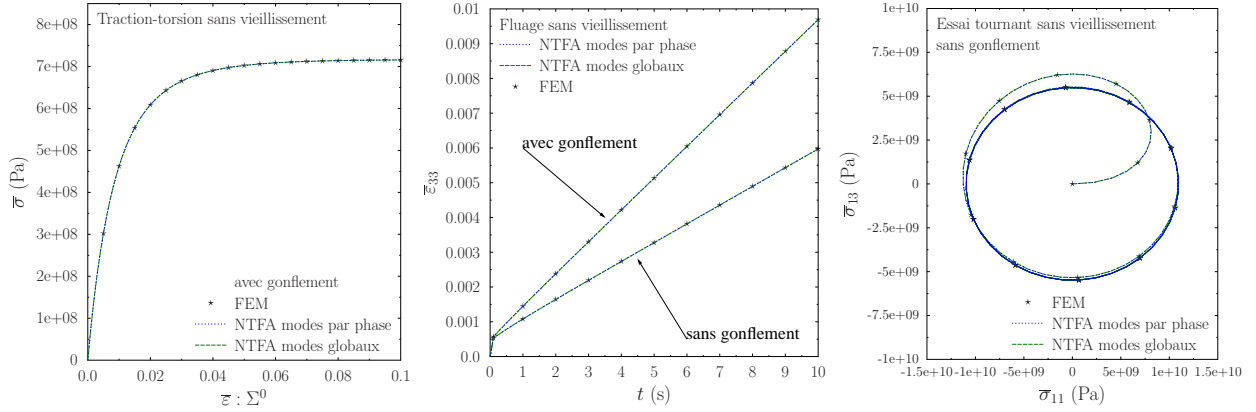


Fig. 3 – Comportement effectif - NTFA avec «modes globaux» vs NTFA avec «modes par phase» vs FEM - De gauche à droite : essai 1, 2 et 3 non vieillissants

Quel que soit l'essai (Fig. 3), la prédiction du modèle NTFA avec «modes globaux» est d'aussi bonne qualité que le modèle NTFA avec «modes par phase», et ce malgré un nombre de variables internes bien inférieur (en fait, divisé par le nombre de phases).

4.1.2 Comportement moyen par phase

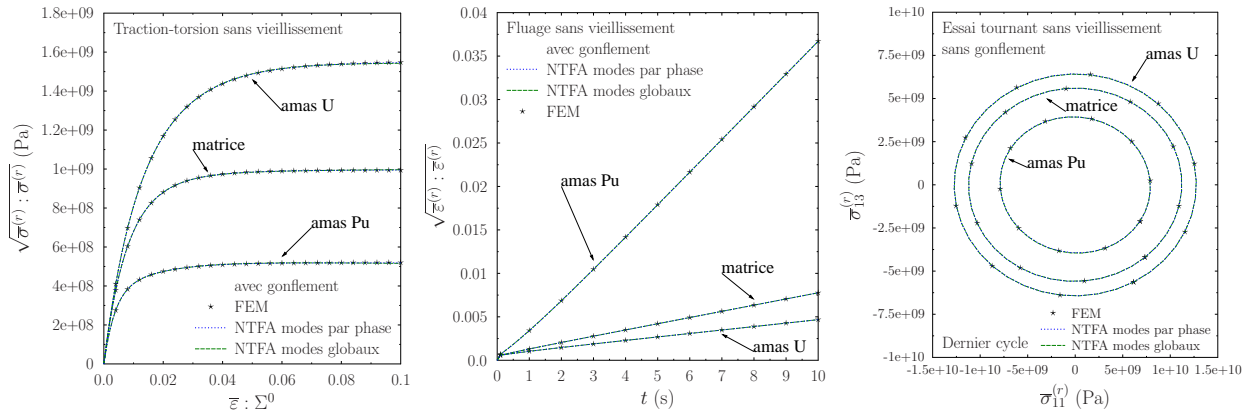


Fig. 4 – Comportement moyen par phase - NTFA avec «modes globaux» vs NTFA avec «modes par phase» vs FEM - De gauche à droite : essai 1, 2 et 3 non vieillissants

Comme pour le comportement effectif, nous constatons toujours une très bonne prédiction du comportement moyen par phase du modèle NTFA avec «modes globaux» par rapport au modèle NTFA avec «modes par phase» (Fig. 4), et ce quel que soit l'essai.

4.1.3 Champs locaux

Pour l'essai 1, nous constatons une très bonne prédiction du modèle NTFA avec «modes globaux» par rapport au calcul de référence FEM (Fig. 5). Cependant, nous remarquons que le modèle NTFA avec «modes globaux» est moins précis sur les champs locaux que le modèle NTFA avec «modes par phase». La précision du modèle NTFA avec «modes globaux» reste néanmoins largement acceptable.

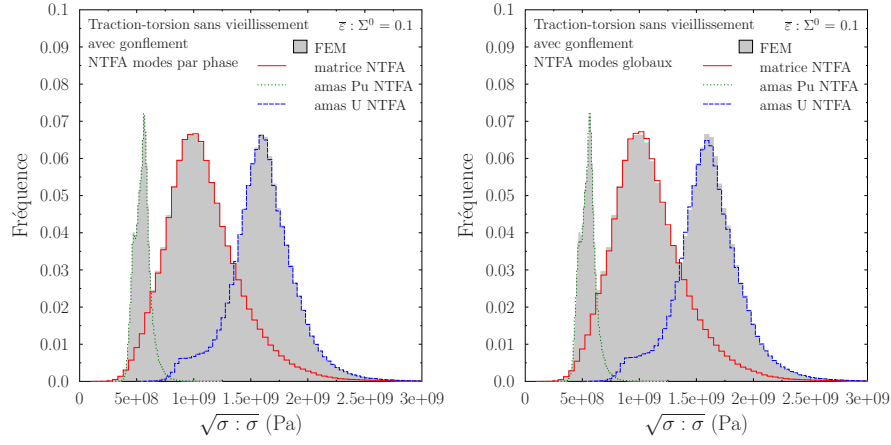


Fig. 5 – Essai 1 non vieillissant - Champs locaux par phase - A gauche : NTFA avec «modes par phase» vs FEM. A droite : NTFA avec «modes globaux» vs FEM.

4.2 Essai vieillissant

L'essai 1, présenté au paragraphe 4.1, a été reconduit mais en faisant évoluer temporellement les modules de cisaillement visqueux dans chaque phase, comme présenté sur la figure 6(a).

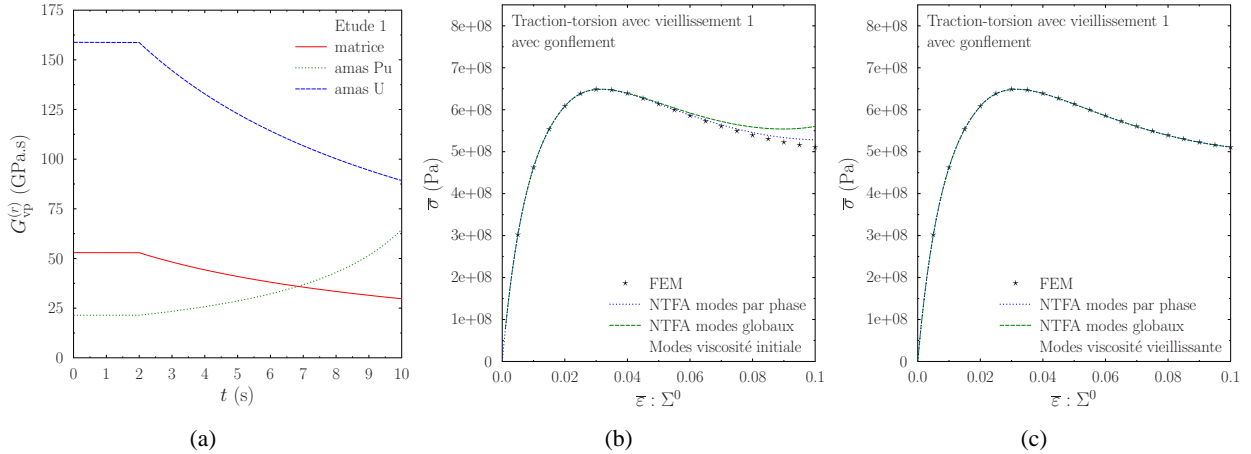


Fig. 6 – Essai 1 vieillissant - Prédiction effective - A gauche : évolution des modules de cisaillement visqueux. Au milieu : modèles NTFA avec modes identifiés et sélectionnés avec les paramètres matériaux à $t = 0$ s. A droite : modèles NTFA avec modes identifiés et sélectionnés avec les paramètres matériaux vieillissants.

Les modes des modèles NTFA, «modes globaux» et «modes par phase», mis en oeuvre et présentés au paragraphe 4.1, ont été identifiés avec les modules de cisaillement visqueux par phase correspondant aux modules de la figure 6(a) à $t = 0$ s, conformément aux valeurs listées dans le tableau 1. Nous remarquons sur la figure 6(b) que les prédictions effectives de ces deux modèles décrochent lorsque les contrastes entre les modules de la phase matricielle et de la phase amas plutonifère s'inversent. Nous notons, également, une divergence plus conséquente pour le modèle NTFA avec «modes globaux». Cependant quel que soit le modèle, la prédiction effective reste médiocre à la fin de l'essai. Par conséquent, pour cette étude vieillissante (inversion des contrastes entre deux phases à un instant donné), si l'on souhaite une très bonne prédiction effective de chaque modèle NTFA, «modes globaux» ou «modes par phase», nous constatons sur la figure 6(c) qu'il est nécessaire d'identifier et sélectionner les modes des modèles NTFA avec les paramètres matériaux vieillissants. Dans ce cas et quel que soit le modèle NTFA, «modes par phase» ou «modes globaux», les prédictions du comportement moyen par phase et des champs locaux sont également excellentes (Fig. 7).

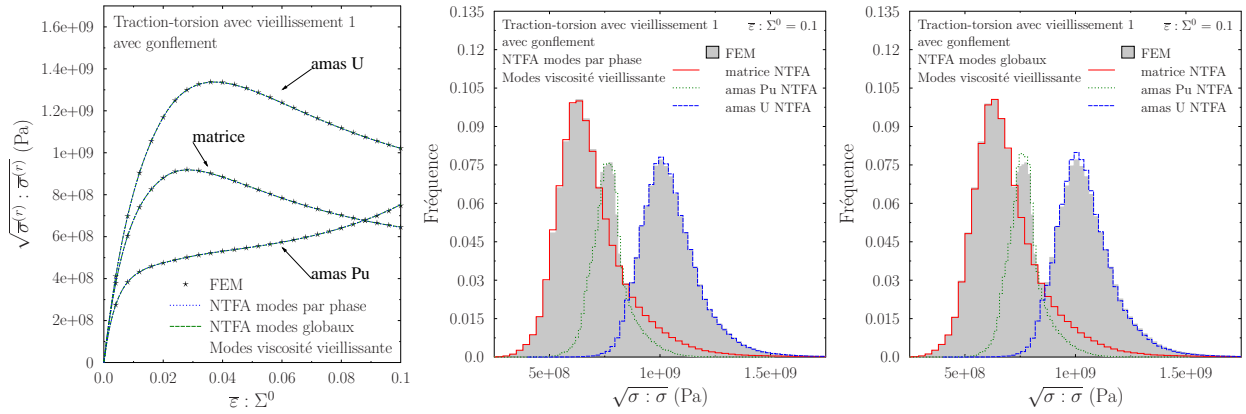


Fig. 7 – Essai 1 vieillissant - Modes identifiés et sélectionnés avec les paramètres matériaux vieillissants - A gauche : comportement moyen par phase - NTFA avec «modes globaux» vs NTFA avec «modes par phase» vs FEM. Au milieu : champs locaux - NTFA avec «modes par phase» vs FEM. A droite : champs locaux - NTFA avec «modes globaux» vs FEM.

Conclusion

Dans le cas du comportement linéaire non vieillissant, nous recommandons donc d'identifier les modes d'un modèle NTFA sur tout le VER plutôt que par phase. Le modèle NTFA avec «modes globaux» sera alors composé d'un nombre de variables internes moins important. Il sera plus performant en temps de calcul et aussi précis du point de vue du comportement effectif, moyen par phase et des champs locaux. Cette affirmation est également vraie dans le cas du comportement linéaire vieillissant à condition d'identifier et de sélectionner les modes du modèle NTFA avec «modes globaux» avec les paramètres matériaux vieillissants. Cette démarche ne s'applique pas seulement au modèle NTFA avec «modes globaux». En effet, elle doit également être appliquée au modèle NTFA avec «modes par phase» si l'on souhaite que celui-ci soit aussi prédictif que le calcul de référence FEM. L'inconvénient majeur de cette démarche est de connaître en amont le vieillissement de nos matériaux, ce qui n'est pas toujours le cas. Nous constatons donc ici les limites de notre façon d'identifier et de sélectionner les modes pour le comportement vieillissant considéré, et ce quelle que soit la démarche utilisée : «modes globaux» ou «modes par phase». En perspective de cette étude, il serait intéressant d'étudier l'opportunité de développer un modèle NTFA avec «modes globaux» pour les comportements non linéaires. L'objectif étant d'étendre l'approche NTFA aux polycristaux non linéaires.

Références bibliographiques

- [1] R. Largeton, J-C. Michel, P. Suquet, R. Masson. *Modélisation du comportement effectif du combustible MOX par une analyse micro-mécanique en champs de transformation non uniformes*, Mécanique & Industries, EDP Sciences, volume 12, pages 175-181, 2011.
- [2] J.C Michel, P. Suquet. *Nonuniform Transformation Field Analysis*, International Journal of Solids and Structures, volume 40, pages 6937-6955, 2003.
- [3] F. Fritzen, T. Bohlke. *Three-dimensional finite element implementation of the nonuniform transformation field analysis*, International Journal for Numerical Methods in Engineering, volume 84, pages 803-829, 2010.
- [4] R. Largeton, V. Blanc, P. Thevenin, D. Baron. *Simulation and modelling the heterogeneous effects of microstructure MOX fuels on their effective properties in nominal pressure water reactor conditions*, Advances in Science and Technology, volume 73, pages 91-96, 2010.
- [5] S. Roussette, J.C Michel, P. Suquet. *Nonuniform transformation field analysis of elastic-viscoplastic composites*, Composites Science and Technology, volume 69, pages 22-27, 2009.